

## Chapitre 3

# Induction Electromagnétique

Dans ce qui a précédé, nous avons vu qu'un courant électrique  $I$  produit un champ d'induction magnétique  $\vec{B}$ . Dans ce chapitre, nous montrons comment produire un courant électrique  $I$  à partir d'un champ  $\vec{B}$  extérieur. Il se trouve que le courant  $I$  produit n'est plus permanent ; il dépend maintenant du temps  $I = I(t)$  ; c'est à dire :  $\frac{dI}{dt} \neq 0$ .

### 3.1 Force électromotrice induite : *f.e.m*

#### 3.1.1 Lois d'induction

On distingue 2 lois : *loi de Faraday* définissant la *f.e.m* induite ; *loi de Lenz* concernant le sens du courant induit.

Ces 2 lois, intimement liées, reposent sur une variation non nulle du flux magnétique  $\Phi(t) \sim B \times S$  au cours du temps

$$\frac{d\Phi}{dt} \neq 0 \quad (3.1)$$

##### a) Loi de Faraday

Une façon d'établir la loi d'induction de Faraday est de considérer l'expérience élémentaire suivante utilisant :

- une boucle de courant  $\mathcal{B}$  constituée d'un fil conducteur relié à un galvanomètre comme dans la figure fig 3.1,
- un aimant, placé à proximité de la boucle, produisant un champ magnétique  $\vec{B}$  ou baigne le circuit  $\mathcal{B}$ . Le champ  $\vec{B}$  est donc un champ extérieur au circuit.

Selon que l'on fixe l'aimant ou on le déplace à l'intérieur de la boucle, on observe le phénomène suivant :

- Lorsque l'aimant est *immobile*, soit un flux magnétique,  $\Phi = \iint \vec{B} \cdot d\vec{S}$ , indépendant du temps,  $\frac{d\Phi}{dt} = 0$ , il n'y a pas de courant dans le fil.
- Par contre, lorsqu'on déplace l'aimant à l'intérieur de la boucle, ce qui engendre un flux magnétique  $\Phi$  variable dans le temps,  $\frac{d\Phi}{dt} \neq 0$ , on voit apparaître un courant  $i = i(t)$  dont

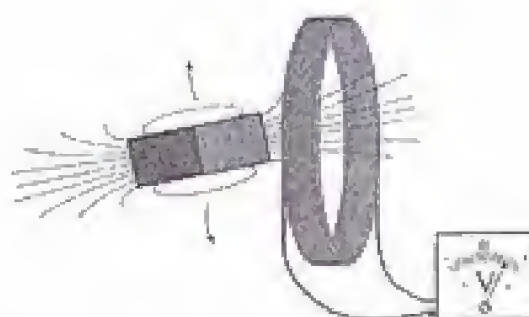


FIGURE 3.1 – variation du flux du champ d'induction magnétique

le signe varie selon qu'on approche ou qu'on éloigne l'aimant,

iii) Le courant  $i(t)$  est d'autant plus important que le déplacement est rapide ; c'ad

$$\frac{d\Phi}{dt} \text{ grand} \rightarrow i(t) \text{ grand}$$

#### Résumons

	Aimant	variation $\frac{d\Phi}{dt}$	courant $i(t)$
i)	: immobile	$= 0$	$= 0$
ii)	: en mouvement	$\neq 0$	$\neq 0$

La variation du flux magnétique  $\frac{d\Phi}{dt}$  induit un courant électrique  $i(t)$  dans le conducteur. Ce courant induit est dû à une force électromotrice  $e(t)$  appelée *f.e.m induite* et donnée par la relation suivante :

$$e(t) = -\frac{d\Phi}{dt} \quad \text{Loi de Faraday}$$

(3.2)

La fem  $e(t)$  est exprimée en volt et  $\Phi$  en Weber.

Le sens du courant induit  $i(t)$  est donné par la *loi de Lenz*.

#### b) Loi de Lenz

*Les effets du courant induit s'opposent aux causes qui lui ont donné naissance*

*illustration de cette loi :*

Un solénoïde parcouru par un courant  $I$  placé en face d'un circuit fermé  $C$  comme dans la figure. Si  $I$  augmente, le champ  $B_{\text{solen}} \sim \mu_0 NI$  produit par le solénoïde augmente et son flux  $\Phi = B_{\text{solen}} \times S$  à travers le circuit  $C$  augmente ; c'ad  $\frac{d\Phi}{dt} > 0$ . D'où la naissance d'une *f.e.m induite*  $e(t) = -\frac{d\Phi}{dt}$  et par conséquent un courant induit  $i(t)$  dont le sens est tel qu'il crée un champ d'induction magnétique propre  $\vec{B}_{\text{ind}} \neq \vec{0}$  dans le sens opposé à  $B_{\text{solen}}$ .

#### c) Remarques : sources de variation du flux

Pour un champ  $\vec{B}$  ne dépendant pas des coordonnées d'espace, et faisant un angle  $\theta$  avec  $\vec{S}$ , le

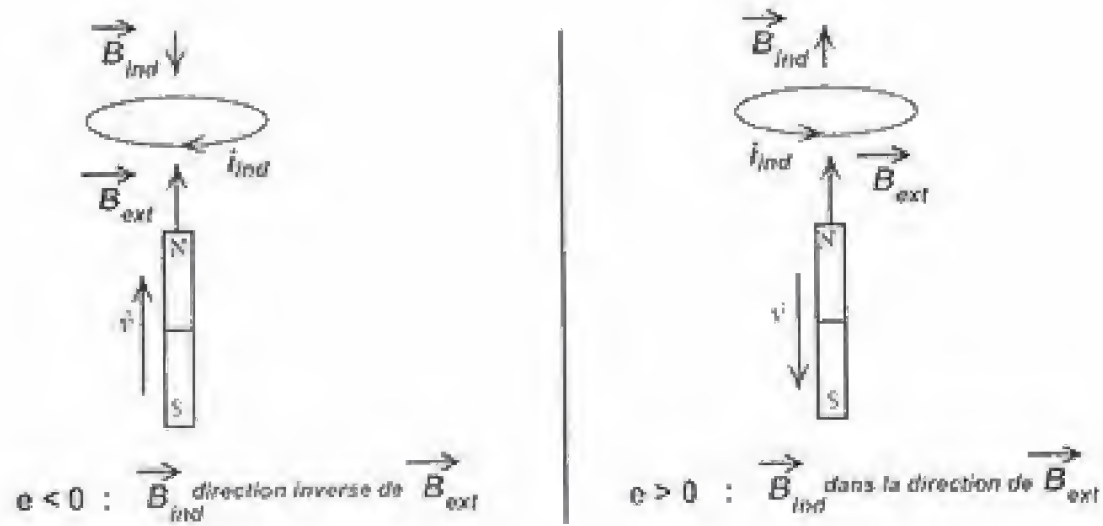


FIGURE 3.2 - illustration de la de Loi de Lenz champ induit  $\vec{B}_{ind}$  est de sens opposé au champ  $\vec{B}$  qui lui a donné naissance : à gauche  $\theta = 0$ , à droite  $\theta = \pi$

flux magnétique est alors égale à  $BS \cos \theta$ .

La variation de ce flux induit une f.e.m  $\Phi$  donnée par :

$$e = - \underbrace{\frac{dB}{dt} S \cos \theta}_{\text{variation de B}} - \underbrace{B \frac{dS}{dt} \cos \theta}_{\text{variation de S}} + \underbrace{BS \sin \theta \frac{d\theta}{dt}}_{\text{variation de } \theta}$$

Pour le cas particulier d'angle  $\theta$  constants, il existe 2 façons de varier le flux  $\Phi = \Phi(t)$  et donc de produire une f.e.m  $e(t)$  :

- i) soit faire dépendre  $\vec{B}$  du temps :  $\vec{B} = \vec{B}(t)$
- ii) faire dépendre la surface  $S$  du temps :  $S = S(t)$

### 3.1.2 Champ électromoteur $\vec{E}_m$

L'existence d'un courant induit  $i(t)$  dans le circuit fermé (C) (fig 3.1) montre l'existence d'un champ électromoteur  $\vec{E}_m$  qui agit sur les charges libres et dont la circulation le long de (C) est égale à la f.e.m induite

$$e = \oint_C \vec{E}_m \cdot d\vec{l} = - \frac{d\Phi}{dt}$$

#### Propriétés

- Le champ  $\vec{E}_m$  est différent du champ électrostatique

$$\vec{E}_m \neq \vec{E}_s = - \text{grad } V$$

Si l'on supposerait que  $\vec{E}_m = \vec{E}_s$ , on aura :

$$\oint_C \vec{E}_s \cdot d\vec{l} = - \oint_C \text{grad } V \cdot d\vec{l} = - \oint_C dV = 0$$

-  $\vec{E}_s$  et  $\vec{E}_m$  sont 2 termes constituant le champ électrique

$$\vec{E} = \vec{E}_s + \vec{E}_m$$

a) Equation de  $\vec{E}_m$

D'après le théorème de Stokes, nous avons :

$$e = \oint_{C=\partial S} \vec{E}_m \cdot d\vec{l} = \iint_S \text{rot} \vec{E}_m \cdot d\vec{S} \quad \forall S$$

comparons avec la Loi de Faraday ( $S$  indépendante du temps)

$$\begin{aligned} e &= -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d}{dt} \iint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} \\ &= \iint_S \left( -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) \cdot d\vec{S} \end{aligned}$$

il en découle

$$\boxed{\text{rot} \vec{E}_m = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}}$$

Cette relation montre que  $\vec{E}_m$  est intimement lié à la variation de  $\vec{B}$  dans le temps.

b) relation entre  $\vec{E}_m$  et le potentiel vecteur  $\vec{A}$

Remplaçons la relation  $\vec{B} = \text{rot} \vec{A}$  dans l'équation précédente, nous obtenons

$$\text{rot} \vec{E}_m = -\text{rot} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad \Rightarrow \quad \text{rot} \left( \vec{E}_m + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) = \vec{0}$$

conduisant à

$$\boxed{\vec{E}_m = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad , \quad \text{div} \vec{E}_m = -\frac{\partial \text{div} \vec{A}}{\partial t}} \quad (3.3)$$

Dans une jauge arbitraire, nous avons également :

$$\text{rot} \left( \vec{E}_m + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) = \text{rot grad } \varphi$$

avec  $\varphi$  une fonction scalaire arbitraire, ce qui donne en général

$$\vec{E}_m = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \text{grad } \varphi$$

dans ce qui suit, on utilisera (3.3)

c) champ électrique  $\vec{E}$



Le champ électrique  $\vec{E}$  en présence des charges statiques  $q$  et des courants de charges  $\vec{j}$  est donnée par

$$\vec{E} = \vec{E}_s + \vec{E}_m = -\text{grad } V - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$$

Comme  $\text{rot} \vec{E}_s = \vec{0}$ , la forme différentielle de la loi de Faraday s'écrit

$$\text{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \text{Maxwell - Faraday}$$

### 3.1.3 Circuit $C$ en mouvement

On distingue 2 cas :

- pas de variation du champ  $\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{0}$ ; et
- une variation non nulle  $\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \neq \vec{0}$

a)  $C$  dans un champ externe  $\vec{B}$  uniforme

Considérons un circuit filiforme  $C$  se déplaçant avec une vitesse  $\vec{v}$  dans un champ d'induction magnétique externe  $\vec{B}$  uniforme  $\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{0}$ . Pendant un temps  $dt$ , le déplacement  $d\vec{r} = \vec{v}dt$  engendre une surface cylindrique

$$S = C(t) \times \vec{v}dt$$

ayant pour base  $C(t)$  et  $C(t + dt)$  et une variation du flux

$$d\Phi = \Phi(t + dt) - \Phi(t)$$

qui n'est autre que le flux à travers la surface latérale  $\vec{B} \cdot d\vec{S}$  avec  $d\vec{S}$  comme montré sur la figure, soit :

$$d\vec{S} = dS\vec{u} = d\vec{r} \wedge \vec{dl} = \vec{v}dt \wedge \vec{dl}$$

On a aussi

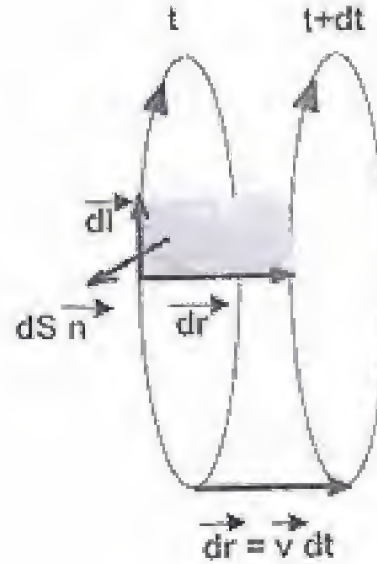
$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \vec{v} \wedge \vec{dl} \equiv \vec{d\sigma} \quad \Leftrightarrow \quad d\vec{S} = dt \vec{d\sigma}$$

Les charges libres du circuit sont soumises à la force de la place  $\vec{F}_m = q\vec{v} \wedge \vec{B}$  reliée au champ électromoteur comme suit,

$$\vec{F}_m = q\vec{E}_m, \quad \vec{E}_m = \vec{v} \wedge \vec{B}$$

La f.e.m induite, dû au déplacement du circuit, est alors

$$\begin{aligned} e &= \oint_C \vec{E}_m \cdot \vec{dl} \\ &= \oint_C (\vec{v} \wedge \vec{B}) \cdot \vec{dl} \\ &= - \oint_C (\vec{v} \wedge \vec{dl}) \cdot \vec{B} \end{aligned}$$

FIGURE 3.3 - circuit électrique en mouvement dans une induction magnétique  $\vec{B}$  uniforme.

D'autre part, substituons  $\vec{v} \wedge \vec{dl} = \vec{d\sigma}$ , on obtient

$$\begin{aligned} e &= - \oint_C \vec{d\sigma} \cdot \vec{B} \\ &= - \frac{d}{dt} \left( \iint_{S_L} d\vec{S} \cdot \vec{B} \right) \\ &= - \frac{d\Phi_C}{dt} \end{aligned}$$

avec  $S_L$  surface latérale du cylindre engendré par le mouvement de  $C$ .

b)  $C$  dans un champ externe  $\vec{B}$  variable

La f.e.m induite  $e = -\frac{d\Phi}{dt}$  est la somme de 2 termes

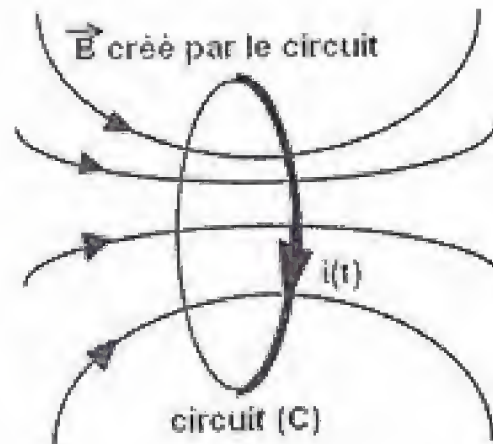
$$e = \underbrace{- \oint_C (\vec{v} \wedge \vec{dl}) \cdot \vec{B}}_{\text{flux coupé}} + \underbrace{\iint_S \left( -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) \cdot d\vec{S}}_{\text{circulation de } \vec{E}_m}$$

Le premier terme est dû au *flux coupé* lors du déplacement du circuit ; le deuxième décrit la circulation d'un champ électromoteur associé à la variation temporelle de  $\vec{B}$ .

## 3.2 Inductance propre et inductance mutuelle

### 3.2.1 Inductance propre

Considérons un circuit filiforme ( $C$ ) parcouru par un courant  $i(t)$  ; ce circuit est traversé par son propre flux  $\Phi$  ; c'ad le flux du champ  $\vec{B}$  créé par le courant  $i(t)$  qui traverse ( $C$ ). On pose

FIGURE 3.4 – inductance propre  $L$  du circuit  $C$ 

$$\Phi = Li$$

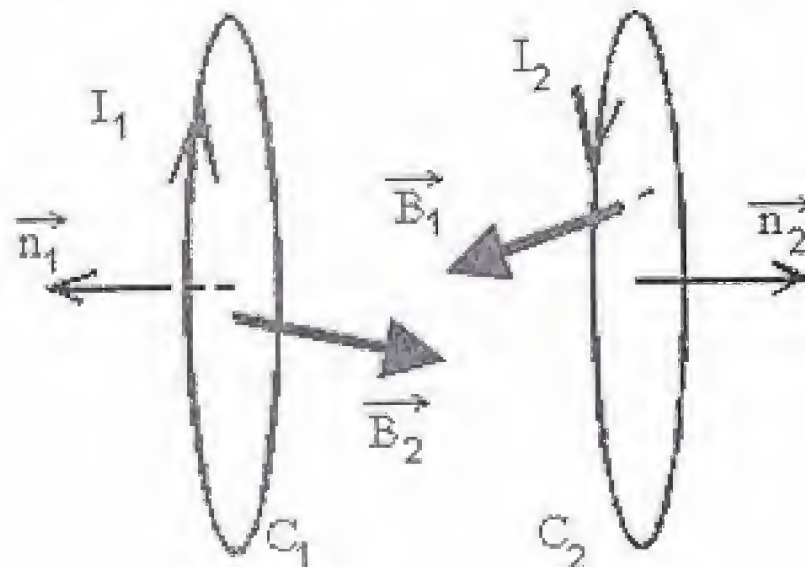
ou  $L$  est le *coefficient d'inductance propre* ou self inductance du circuit. Ce coefficient ne dépend que de la géométrie du circuit et se mesure en Henrys.

Une variation du courant à travers le circuit produit une variation du flux  $\Phi$ ; et donc une *f.e.m* induite

$$e(t) = -\frac{d\Phi}{dt} = -L\frac{di}{dt}$$

### 3.2.2 Inductance mutuelle

Soient 2 circuits  $(C_1)$  et  $(C_2)$  parcourus par des courants  $i_1$  et  $i_2$  comme dans la figure Cherchons

FIGURE 3.5 – inductance mutuelle  $M$  entre  $C_1$  et  $C_2$

le flux  $\Phi_{21}$  du champ créé par  $C_1$  à travers  $C_2$

$$\begin{aligned}\Phi_{21} &= \iint_{S_2} \vec{B}_1 \cdot d\vec{S}_2 = \iint_{S_2} \text{rot} \vec{A}_1 \cdot d\vec{S}_2 = \oint_{C_2} \vec{A}_1 \cdot d\vec{l}_2 \\ &= \oint_{C_2} \left[ \oint_{C_1} \frac{\mu_0 i_1}{4\pi r} d\vec{l}_1 \right] \cdot d\vec{l}_2 = \left( \oint_{C_2} \oint_{C_1} \frac{\mu_0 d\vec{l}_1 \cdot d\vec{l}_2}{4\pi r} \right) i_1 = M_{21} \times i_1\end{aligned}$$

avec  $M_{21}$  le coefficient d'induction mutuelle entre les 2 circuits donnée par la formule de Newmann

$$M_{21} = \frac{\mu_0}{4\pi} \oint_{C_2} \oint_{C_1} \frac{d\vec{l}_1 \cdot d\vec{l}_2}{r}$$

De même nous avons

$$\Phi_{12} = M_{12} i_2, \quad M_{21} = M_{12} = M$$

Ce coefficient ne dépend que de la géométrie du circuit et se mesure aussi en Henrys.

La fem  $e_{21}$  induite dans le circuit  $C_2$  (resp  $C_1$ ) par une variation du courant  $i_1$  (resp  $i_2$ ) est :

$$\begin{aligned}e_{21} &= -\frac{d\Phi_{21}}{dt} = -M \frac{di_1}{dt} \\ e_{12} &= -\frac{d\Phi_{12}}{dt} = -M \frac{di_2}{dt}\end{aligned}$$

Le flux total à travers le circuit  $C_1$  (resp  $C_2$ ) s'écrit

$$\begin{aligned}\Phi_1 &= \Phi_{11} + \Phi_{12} = L_1 i_1 + M i_2 \\ \Phi_2 &= \Phi_{22} + \Phi_{21} = M i_1 + L_2 i_2\end{aligned}$$

qu'on peut écrire sous forme matricielle

$$\begin{pmatrix} \Phi_1 \\ \Phi_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} L_1 & M \\ M & L_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} i_1 \\ i_2 \end{pmatrix}$$

### 3.3 Energie emmagasinée dans une induction magnétique

Une façon de déterminer l'énergie  $W$  emmagasinée dans un champ d'induction magnétique  $\vec{B}$  est de calculer l'énergie fournie  $W$  par un générateur  $\mathcal{G}$  à un circuit électrique ( $C$ ) isolé pour faire parcourir un courant  $i$  ou de façon équivalente une densité courant  $\vec{j}$ .



3.3.1 Calcul des composantes  $W_{elec}$  et  $W_{mag}$  de l'énergie

Considérons un élément de volume du circuit  $\mathcal{C}$

$$d\tau = dS \cdot dl$$

et imaginons  $d\tau$  un élément de volume cylindrique d'axe  $\vec{e}_x$ , de section  $\vec{d\vec{S}} = dS \vec{e}_x$  et de longueur  $\vec{d\vec{l}} = dx \vec{e}_x$  comme représentée dans la fig 3.3. Pour qu'un courant

$$i = \vec{j} \cdot \vec{d\vec{S}} = j dS, \quad \vec{j} = j \vec{e}_x$$

entre de la face gauche  $F_1$  du fil cylindrique et sort complètement de la face droite  $F_2$ , il faut que le générateur  $\mathcal{G}$  maintienne une ddp égale  $dV$  non nulle entre les faces; c'ad :

$$V_1 - V_2 = -dV = -\overrightarrow{\text{grad}V} \cdot \vec{d\vec{l}}$$

a) énergie  $dW$  reçu par  $\mathcal{C}$

Pendant un temps  $dt$ , l'élément de circuit reçoit alors une énergie  $dW$  donnée par

$$\begin{aligned} dW &= -dV \times i \times dt \\ &= -dV \times j dS \times dt \end{aligned}$$

soit

$$dW = -\vec{j} \cdot \overrightarrow{\text{grad}V} \times d\tau \times dt$$

b) Puissances  $\mathcal{P}_{ele}$  et  $\mathcal{P}_{mag}$

En utilisant la relation

$$\vec{E} = -\text{grad}V - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$$

on peut re-écrire la relation précédente comme

$$d\mathcal{P} = \frac{dW}{dt} = \vec{j} \cdot \left( \vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) d\tau$$

L'énergie totale par unité de temps fournie par le générateur à un volume  $\mathcal{V}$  est alors

$$\mathcal{P} = \underbrace{\iiint_{\mathcal{V}} \vec{j} \cdot \vec{E} d\tau}_{\mathcal{P}_{ele}} + \underbrace{\iiint_{\mathcal{V}} \vec{j} \cdot \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} d\tau}_{\mathcal{P}_{mag}}$$

avec

$$\mathcal{P}_{ele} = \iiint_{\mathcal{V}} \vec{j} \cdot \vec{E} d\tau \quad , \quad \mathcal{P}_{mag} = \iiint_{\mathcal{V}} \vec{j} \cdot \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} d\tau$$

et où nous avons remplacé  $\vec{j} = \sigma \vec{E}$  avec  $\sigma$  la conductivité du fil. Le terme  $\mathcal{P}_{ele}$  est la puissance dissipée par effet joules dans le volume  $\mathcal{V}$ . Le terme  $\mathcal{P}_{mag}$  représente puissance emmagasinée dans le champs magnétique.

### 3.3.2 Énergie magnétique $W_{mag}$

a)  $W_{mag}$  en fonction de  $\vec{B}$

Pour obtenir l'expression de l'énergie magnétique  $W_{mag}$  en fonction du champs d'induction  $\vec{B}$ , on part de la relation

$$\mathcal{P}_{mag} = \iiint_V \vec{j} \cdot \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} d\tau$$

et on remplace  $\vec{j}$  en utilisant la relation  $\text{rot} \vec{B} = \mu_0 \vec{j}$ , on a :

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{mag} &= \frac{1}{\mu_0} \iiint_V \left( \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \cdot \text{rot} \vec{B} \right) d\tau \\ &= \frac{1}{\mu_0} \iiint_V \vec{B} \cdot \frac{\partial}{\partial t} (\text{rot} \vec{A}) d\tau + \frac{1}{\mu_0} \iiint_V \text{div} \left( \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \wedge \vec{B} \right) \end{aligned}$$

En remplaçant  $\vec{B} = \text{rot} \vec{A}$  et en ignorant le terme de divergence vu que c'est un effet de bord, on obtient

$$W_{mag} = \iiint_V \frac{\vec{B}^2}{2\mu_0} d\tau \quad (3.4)$$

et d'où la densité d'énergie magnétique

$$\frac{dW_{mag}}{d\tau} = \frac{\vec{B}^2}{2\mu_0}$$

b)  $W_{mag}$  en fonction de  $\vec{j}$  et  $\vec{A}$

Pour obtenir cette relation, on utilise la propriété de dérivation

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{A} \wedge \vec{B}) = \vec{B} \cdot (\vec{\nabla} \wedge \vec{A}) - \vec{A} \cdot (\vec{\nabla} \wedge \vec{B}) = \vec{B}^2 - \vec{A} \cdot (\vec{\nabla} \wedge \vec{B})$$

ce qui donne

$$\vec{B}^2 = \vec{A} \cdot (\vec{\nabla} \wedge \vec{B}) + \vec{\nabla} \cdot (\vec{A} \wedge \vec{B}) = \mu_0 \vec{A} \cdot \vec{j} + \text{div}(\vec{A} \wedge \vec{B})$$

Remplaçons dans (3.4), on obtient

$$\begin{aligned} W_{mag} &= \iiint_V \frac{\vec{A} \cdot \vec{j}}{2} d\tau + \frac{1}{2\mu_0} \iiint_V \text{div}(\vec{A} \wedge \vec{B}) d\tau \\ &= \iiint_V \frac{\vec{A} \cdot \vec{j}}{2} d\tau + \frac{1}{2\mu_0} \iint_{\partial V} \vec{A} \wedge \vec{B} d\tau \\ &= \iiint_V \frac{\vec{A} \cdot \vec{j}}{2} d\tau + \text{un terme de bord} \end{aligned}$$

d'où

$$W_{mag} = \frac{1}{2} \iiint_V \vec{A} \cdot \vec{j} d\tau$$

et

$$\frac{dW_{mag}}{d\tau} = \frac{1}{2} \vec{A} \cdot \vec{j}$$

c)  $W_{mag}$  en fonction du courant  $I$  et  $\Phi$

Dans le cas d'un circuit filiforme, on peut remplacer

$$\vec{j} d\tau \rightarrow I d\vec{l}$$

on a alors

$$\begin{aligned} W_{mag} &= \frac{1}{2} \oint_{\text{circuit}} I d\vec{l} \cdot \vec{A} \\ &= \frac{I}{2} \iint_{\text{sur face}} \vec{dS} \cdot \text{rot} \vec{A} = \frac{I}{2} \iint_{\text{sur face}} \vec{B} \cdot \vec{dS} \end{aligned}$$

soit

$$W_{mag} = \frac{1}{2} I \Phi$$

d)  $W_{mag}$  en fonction des courants et des inductances

cas d'un circuit

$$\Phi = LI \Rightarrow W_{mag} = \frac{1}{2} LI^2$$

cas de 2 circuits  $C_1$  et  $C_2$

$$W_{mag} = \frac{1}{2} I_1 \Phi_1 + \frac{1}{2} I_2 \Phi_2$$

remplaçons

$$\begin{aligned} \Phi_1 &= \Phi_{11} + \Phi_{12} = L_1 I_1 + M I_2 \\ \Phi_2 &= \Phi_{21} + \Phi_{22} = M I_1 + L_2 I_2 \end{aligned}$$

on obtient

$$W_{mag} = \frac{1}{2} L_1 I_1^2 + \frac{1}{2} L_2 I_2^2 + M I_1 I_2$$

### 3.4 Applications

L'induction électromagnétique est très utilisée dans les machines électriques qui convertissent une forme d'énergie en une autre forme à l'exemple de :

- i) l'énergie mécanique en énergie électrique (alternateurs, générateurs de courant continu),
- ii) l'énergie électrique en énergie mécanique (moteurs électriques),
- iii) l'énergie électrique en une autre forme de l'énergie électrique plus accessible (transformateurs).

*Exemple :*

Un transformateur de mesure dans lequel la tension secondaire  $u_2$  est pratiquement proportionnelle à la tension primaire  $u_1$  et déphasée par rapport à celle-ci d'un angle voisin de zéro. Ce transformateur est formé de :

- un enroulement primaire de  $N_1$  spires, de résistance  $R_1$  et d'inductance  $L_1$ ,
- un enroulement secondaire de  $N_2$  spires, de résistance  $R_2$  et d'inductance  $L_2$ ,
- un circuit magnétique en tôle feuilletée pour assurer la circulation du flux magnétique. Il relie magnétiquement les enroulements primaire et secondaire, fig 3.6.

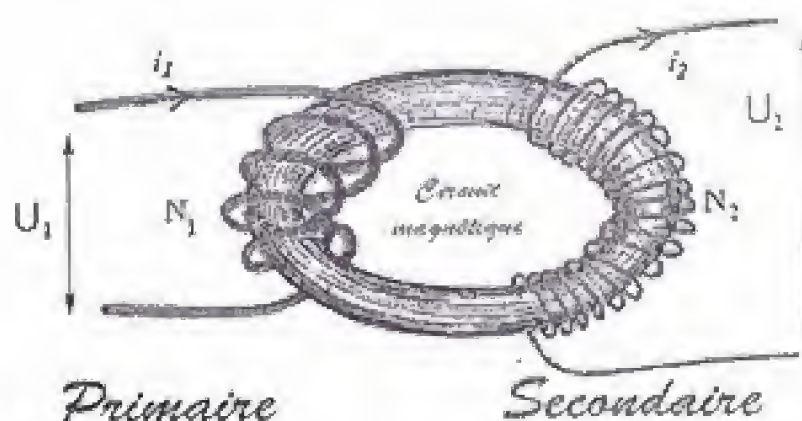


FIGURE 3.6 - Transformateur de tension

Lorsque le primaire est alimenté par une tension alternative  $u_1(t)$ , il s'établit par spire un flux  $\phi(t)$  alternatif qui traverse le secondaire aux bornes duquel apparaît une force électromotrice induite  $e_2(t)$  obéissant la loi de Lenz

$$e_2(t) = -N_2 \frac{d\phi}{dt}$$

Si on néglige la résistance  $R_1$  du primaire et la  $R_2$  du secondaire, on peut écrire :

$$\begin{aligned} u_1 &\simeq e_1(t) = -N_1 \frac{d\phi}{dt} \\ u_2 &\simeq e_2(t) = -N_2 \frac{d\phi}{dt} \end{aligned}$$

Le rapport  $r = \frac{u_2}{u_1}$  de transformation est alors

$$\frac{u_2}{u_1} = \frac{N_2}{N_1} \Rightarrow u_2 = \frac{N_2}{N_1} \times u_1$$

exemple : les transformateurs  $u_1 = 60kV$  et  $u_2 = 20kV$ .